

# LiIO<sub>3</sub> 晶体的相干 Raman 混频

梁培辉 谷忠民 张伟清 刘颂豪

(中国科学院上海光学精密机械研究所)

在 1.06 μm 微微秒激光脉冲作用下, 我们观察到 LiIO<sub>3</sub> 产生了 8 种受激辐射, 波长为 6119 Å、6054 Å、5826 Å、5784 Å、5562 Å、5541 Å、5097 Å、4896 Å。经鉴别它们的频率可写成  $\omega = 2\omega_L \pm n\omega_v$ , 其中  $\omega_L$  为入射光的频率,  $\omega_v$  为斜极化激元的频率, LO 模为 818 cm<sup>-1</sup>, TO 模为 750 cm<sup>-1</sup>, 对 Stokes  $n=1, 2, 3$ ; 对反 Stokes,  $n=1, 2$ 。

所使用的激光脉冲序列由重复率 Nd: YAG 锁模激光器产生, 脉宽 45 ps, 入射到晶体的功率密度约为  $5 \times 10^8$  W/cm<sup>2</sup>, 晶体长 3.5 cm, 30° 切割, 产生上述 Raman 辐射时, 入射光与晶轴的夹角  $\theta$  偏离共线倍频的位相匹配角 0.5°, 成 30.5°。

为从理论上解释这种在非中心对称晶体内的复杂受激散射过程, 我们在相干 Raman 混频耦合方程组中考虑了超 Raman 极化率  $\beta$ 。为简单起见只限于小信号和平面波的情况, 单束  $\omega_L$  波激发下,  $(2\omega_L - \omega_v)$  波输出强度可写成

$$I_{2s} = I_{2s}^{(1)} + I_{2s}^{(2)} + I_{2s}^{(3)}$$

$$I_{2s}^{(1)} = \frac{(2\omega_L - \omega_v)}{(\omega_L - \omega_v)} \frac{G_2}{G_1} I_{1s0} e^{G_1 L} \left[ 1 + \left( \frac{2\Delta K}{G_1} \right)^2 \right]^{-1}$$

$$I_{2s}^{(2)} = \frac{(2\omega_L - \omega_v)}{(\omega_L - \omega_v)} \frac{G_{HR}}{G_1} I_{1s0} e^{G_1 L} \left[ 1 + \left( \frac{2\Delta K_1}{G_1} \right)^2 \right]^{-1}$$

$$I_{2s}^{(3)} = 2 \frac{(2\omega_L - \omega_v)}{(\omega_L - \omega_v)} \sqrt{\frac{G_{HR} G_2}{G_1^2}} I_{1s0} e^{G_1 L} \left| \cos \varphi \left\{ \left[ 1 + \left( \frac{2\Delta K}{G_1} \right)^2 \right] \left[ 1 + \left( \frac{2\Delta K_1}{G_1} \right)^2 \right] \right\}^{-\frac{1}{2}} \right|$$

其中  $G_1 = g_1 I_1$ ,  $G_2 = g_2 I_2$ ,  $G_{HR} = g_{HR} I_1^2$  为基波、谐波和超 Raman 增益,  $L$  是晶体长度。  $I_{1s0}$ —基波 Stokes 波初始值。  $\Delta K$  与  $\Delta K_1$  为动量失配值。  $\varphi$  是一复数的辐角。

$I_{2s}^{(1)}$  就是通常小信号上的相干 Raman 混频。在本实验中, 入射  $\omega_L$  波与它在晶体内的散射波经非共线倍频而产生二次谐波。上述实验属于倍频和 Raman 散射的两步过程。

$I_{2s}^{(2)}$  表示没有  $2\omega_L$  参与下由超 Raman 极化率  $\beta$  作用而形成的混频。  $I_{2s}^{(3)}$  则是既有  $2\omega_L$  存在、又有  $\beta$  作用的综合过程。这些理论结果已为上述实验初步证实。我们将  $\theta$  角调到 27.5°, 即较大地偏离  $I_{2s}^{(1)}$  所需的位相匹配条件,  $I_{2s}^{(1)}$  消失。但再加一级激光放大器使激发功率密度增加几倍时, 强的受激辐射重新出现, 初步断定是 1、2、3 阶相干超 Raman 混频。